Messung der Polarisation von Neutronen aus der (d, T)-Reaktion mit polarisierten Deuteronen

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von

FRITZ SEILER
aus Winterthur

Buchdruckerei Birkhäuser AG., Basel
1962

Messung der Polarisation von Neutronen aus der (d, T)-Reaktion mit polarisierten Deuteronen

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von

FRITZ SEILER
aus Winterthur

Buchdruckerei Birkhäuser AG., Basel
1962

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag der Herren Prof. Dr. P. HUBER und Dr. E. BAUMGARTNER.

Basel, den 22. Januar 1962

Prof. Dr. M. EICHLER
Dekan

Sonderabdruck aus Helvetica Physica Acta, 35. Jahrgang, Heft 6, 1962

Messung der Polarisation von Neutronen aus der (d,T)-Reaktion mit polarisierten Deuteronen

Abstract. The polarization of (d,T)-neutrons produced by 170 keV deuterons from the Basel polarized-deuteron source has been measured using helium as an analyzer. The transverse polarization of neutrons emitted at 90° with respect to the incident deuteron-beam was found to be $P_1^n = 0{,}260 \pm 0{,}036$. The direction of the neutron polarization is opposite to the vector polarization of the deuterons in agreement with the theory of the (d,T)-reaction. From this measurement and from the measured anisotropy of the neutrons, all elements of the polarization vector and tensor of the deuterons produced by the source can be determined, if certain well founded assumptions are made about the properties of the source and of the (d,T)-reaction. The results are in reasonable agreement with the expected behaviour of the source.

1. Einleitung

Der Aufbau und die Wirkungsweise der in Basel konstruierten Quelle polarisierter Deuteronen sowie ein Nachweis der Polarisation des beschleunigten Deuteronenstrahles mit Hilfe der $T(d,n)\mathrm{He}^4$-Reaktion sind in einer kürzeren[1]) und in zwei ausführlicheren Arbeiten[2])[3]) beschrieben worden. Die Messung der Winkelverteilung der (d,T)-Neutronen mit polarisierten und unpolarisierten 100-keV-Deuteronen ermöglichte, die Komponenten der Tensorpolarisation zu berechnen. Dabei wurde allerdings vorausgesetzt, dass der Polarisationszustand der Deuteronen zu ihrer Flugrichtung rotationssymmetrisch ist, wie es die Rotationssymmetrie des magnetischen Feldes am Ionisierungsort erwarten lässt. Die unter dem festen Emissionswinkel von 90° beobachtete Unabhängigkeit der Neutronenintensität vom Azimutwinkel steht mit dieser Annahme im Einklang.

Die vorliegende Arbeit berichtet über die Bestimmung der Polarisation der (d, T)-Neutronen durch ein Streuexperiment. Aus diesen Ergebnissen kann die Vektorpolarisation der Deuteronen berechnet werden, so dass nun für die Basler Quelle alle Grössen bekannt sind, die den als rotationssymmetrisch angenommnen Polarisationszustand der Deuteronen festlegen. Der transversale Polarisationsgrad der Neutronen ergab sich aus der Messung der Links-Rechts-Asymmetrie der an He^4 gestreuten Neutronen. Gleichzeitig wurde das Verhältnis der Neutronenemission unter 7,5° zu derjenigen unter 90° mit grosser Genauigkeit gemessen und neuerdings die Unabhängigkeit der Neutronenintensität vom Azimutwinkel überprüft.

2. Die $T(d, n)$ He^4-Reaktion mit polarisierten Deuteronen

Die (d, T)-Reaktion[4]) besitzt bei 107-keV-Deuteronenenergie eine S-Wellen-Resonanz, die einem Zwischenkern mit dem Gesamtdrehimpuls $J = 3/2^+$ entspricht. Der Bahndrehimpuls des emittierten Neutrons ist $l = 2$. Im Energiebereich dieser Resonanz hat GOLDFARB[5]) für einen beliebigen Polarisationszustand der einfallenden Deuteronen die Winkelverteilung angegeben und die Grösse des Polarisationsvektors der Neutronen diskutiert, während GALONSKI, WILLARD und WELTON[6]) die Winkelverteilung für den Spezialfall von Deuteronen in einem zu ihrer Flugrichtung rotationssymmetrischen Polarisationszustand berechnet haben.

Für den allgemeinen Fall ist der differentielle Reaktionsquerschnitt[5])

$$\sigma(\vartheta, \varphi) = \sigma_0 \left\{1 - \frac{1}{2} P_{33}\, L_{20}(\cos\vartheta) - \frac{1}{3} (P_{13}\cos\varphi + P_{23}\sin\varphi)\, L_{21}(\cos\vartheta) - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{12} [(P_{11} - P_{22})\cos 2\varphi + 2\, P_{12}\sin 2\varphi]\, L_{22}(\cos\vartheta)\right\}. \qquad (1)$$

Bei rotationssymmetrischer Deuteronenpolarisation ergibt sich eine transversale, bzw. longitudinale Neutronenpolarisation von

$$P_1^n = \frac{\sigma_0}{\sigma(\vartheta)}\, P_3^d \sin\vartheta\,, \qquad (2)$$

$$P_3^n = \frac{\sigma_0}{2\,\sigma(\vartheta)}\, P_3^d \cos\vartheta\,. \qquad (3)$$

Für die Deuteronen ist das Koordinatensystem so gewählt (s. Fig. 1), dass die 3-Achse mit der Flugrichtung der Deuteronen $\boldsymbol{k}_d$ zusammenfällt, während die 1-Achse und die zu ihr senkrechte 2-Achse in der Normalebene zu $\boldsymbol{k}_d$ willkürlich festgelegt werden können. Für das Folgende wurde die 2-Achse parallel zur Richtung des Atomstrahles gewählt. ϑ bezeichnet

den Emissionswinkel der Neutronen bezüglich der 3-Achse und φ den Azimutwinkel der Flugrichtung der Neutronen $\boldsymbol{k}_n$. Die Komponenten der Vektor- und der Tensorpolarisation der Deuteronen P_i^d bzw. P_{ik} sind gleich wie in [3]) und der Polarisationsvektor der Neutronen durch $\boldsymbol{P}^n = \langle s \rangle / s$ definiert. Ferner bedeuten $L_{ik}(\cos\vartheta)$ die Legendreschen Polynome*) und $\sigma_0 = \lambda\!\!\!^{-2} \mid R \mid^2/6$ den differentiellen Reaktionsquerschnitt für unpolarisierte Deuteronen, wobei λ die Wellenlänge der Deuteronen und R das Matrixelement der Reaktion bezeichnen. Das Koordinatensystem für die Neutronen erhält man durch Drehung des Deuteronensystems um den Winkel ϑ mit $\boldsymbol{k}_d \times \boldsymbol{k}_n$ als Drehachse.

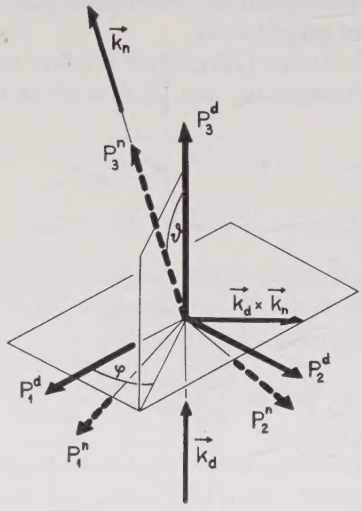

Fig. 1
Koordinatensysteme zur Beschreibung der Deuteronen- und der Neutronenpolarisation.

Zur vollständigen Beschreibung eines bezüglich der 3-Achse rotationssymmetrischen Polarisationszustandes genügt es, die drei auf eins normierten Besetzungszahlen N_i der magnetischen Unterzustände anzugeben. Man erhält damit [3])

$$P_{11} = P_{22} = \frac{1}{2}(3N_0 - 1),$$

$$P_{33} = 3(N_{+1} + N_{-1}) - 2 = 1 - 3N_0,$$

$$P_3^i = N_{+1} - N_{-1}. \tag{4}$$

*) In der Notierung von Jahnke-Emde: $L_{20}(\cos\vartheta) = P_2(\cos\vartheta)$; $L_{ik}(\cos\vartheta) = P_i^k(\cos\vartheta)$.

Alle übrigen Komponenten sind null. Für den rotationssymmetrischen Polarisationszustand gilt somit:

$$\sigma(\vartheta) = \sigma_0 \left\{1 - \frac{1}{2} P_{33} L_{20}(\cos\vartheta)\right\}, \tag{5}$$

$$P_1^n(\vartheta) = \frac{P_3^d \sin\vartheta}{1-(1/2)\ P_{33} L_{20}(\cos\vartheta)}, \tag{6}$$

$$P_3^n(\vartheta) = \frac{1}{2} \frac{P_3^d \cos\vartheta}{1-(1/2)\ P_{33} L_{20}(\cos\vartheta)}. \tag{7}$$

Die Theorie der (d, T)-Reaktion lässt nach Gleichung (6) erwarten, dass für $\vartheta = 90°$ die Neutronenpolarisation entgegengesetzt zur Vektorpolarisation der Deuteronen gerichtet ist.

Die Messung der Neutronenpolarisation erfolgte beim Emissionswinkel $\vartheta = 90°$, womit Gleichungen (6) und (7) übergehen in

$$P_1^n(90°) = \frac{4\ P_3^d}{4+P_{33}}, \tag{8}$$

$$P_3^n(90°) = 0. \tag{9}$$

Zur Bestimmung der Tensorpolarisation wurde das Verhältnis der Neutronenintensitäten bei $\vartheta = 7{,}5°$ zu derjenigen bei $\vartheta = 90°$ gemessen. Als Anisotropie ergibt sich nach Gleichung (5)

$$a\,(7{,}5°;\ 90°) = \frac{\sigma\,(7{,}5°)}{\sigma\,(90°)} = \frac{4-1{,}949\ P_{33}}{4+P_{33}}. \tag{10}$$

In einem weitern Experiment wurde die Unabhängigkeit der Anisotropie a (7,5°; 90°) vom Azimutwinkel überprüft und bestätigt. Wäre a vom Azimutwinkel abhängig, so könnten P_{12} und $(P_{11}-P_{22})$ nicht gleichzeitig verschwinden. Dies stünde im Widerspruch mit der Annahme eines rotationssymmetrischen Polarisationszustandes der Deuteronen. Ob die Komponenten der Tensorpolarisation P_{13} und P_{23} sowie die Komponenten der Vektorpolarisation P_1^d und P_2^d für den untersuchten Deuteronenstrahl ebenfalls null sind, wurde experimentell nicht untersucht.

3. Experimentelle Anordnung

3.1. *Ionenquelle und Beschleunigungsapparatur*

Als Quelle polarisierter Deuteronen diente die in [3]) beschriebene Apparatur mit folgenden Abänderungen. Zur Erhöhung der Ionisationswahrscheinlichkeit wurde die Wolframkathode der Elektronenkanone durch eine selbstregenerierende Oxydkathode*) ersetzt, die aus einem gesinter-

*) Hergestellt durch die Firma Cerberus AG, Männedorf ZH, Schweiz.

ten Gemisch von Wolfram und Bariumoxyd besteht und als Pille in einem Molybdänträger montiert ist. Die Heizung dieser Kathode erfolgte durch Beschuss mit Elektronen, die von einem 0,3 mm dicken durch Gleichstrom geheizten Wolframdraht emittiert und mit der Spannung U_K beschleunigt wurden. Um Deformationen und Beschädigungen der Gitterdrähte infolge der hohen aufgenommenen Leistung zu verhindern, wurden Gitter 1 und 2 mit 0,3 mm dicken Wolframdrähten versehen, die im Abstand von 1,5 mm auf einem Molybdänträger angebracht waren. Die abgeänderte Kanone ergab eine Ionisierungswahrscheinlichkeit von etwa 10^{-4}. Sie arbeitete bei den in Figur 2 angegebenen Betriebsdaten während ca. 100 Stunden ohne Wartung.

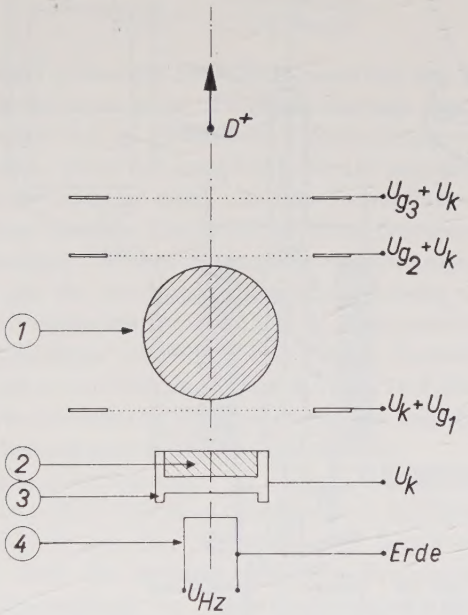

Fig. 2

Schematischer Aufbau der Elektronen-Kanone;

1 Querschnitt des Atomstrahles, 2 Sinterkathode, 3 Molybdänträger, 4 Heizfaden aus Wolfram.

Typische Betriebsdaten:

Elektrode	K	G_1	G_2	G_3
Elektrodenpotential	200	650	550	0 V
Elektrodenstrom	100	250	150	0 mA

Da gegenüber der früheren Anordnung die Heizspirale und die Gegenspule wegfielen, musste auf dem Ionisierungsgehäuse eine Zusatzwicklung angebracht werden, womit die Feldstärke am Ionisierungsort auf ca.

4 Gauss eingestellt wurde. Die erhöhte Abstrahlung von Wärme durch die Kanone bedingte eine Wasserkühlung des Ionisierungsgehäuses, das überdies mit einer zusätzlichen Pumpe (100 l/s) versehen wurde. DieseMassnahmen reduzierten den Neutronenuntergrund auf den fünften Teil des ursprünglichen Untergrundes.

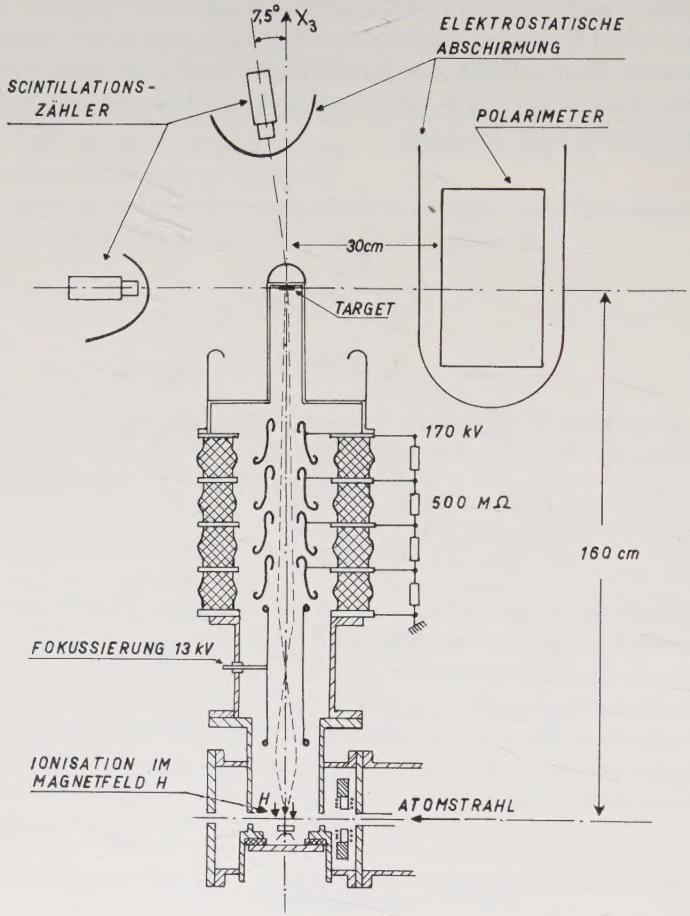

Fig. 3

Anordnung zur Messung von Polarisation und Anisotropie der Winkelverteilung der Neutronen.

Um auch bei verschmutztem Target im Resonanzmaximum der (d, T)-Reaktion zu bleiben, wurde die Deuteronenenergie auf 170 keV erhöht. Zur Erzeugung der Hochspannung diente ein einstufiger Kaskadengene-

rator, während das Beschleunigungsrohr unverändert beibehalten wurde. Diese dritte Verbesserung bewirkte eine weitere Steigerung der Neutronenproduktion auf das Vierfache. Das Polarimeter und die Neutronenzähler befanden sich wiederum hinter elektrostatischen Abschirmungen auf Erdpotential (s. Fig. 3).

3.2. *Polarimeter*

Die Polarisation der (d, T)-Neutronen lässt sich durch ein Streuexperiment an Helium bestimmen. Fallen Neutronen der Polarisation P_1^n auf He^4-Kerne ein, so ist für den Streuwinkel θ das Intensitätsverhältnis der nach links und nach rechts gestreuten Neutronen durch

$$\frac{L}{R}(\theta) = \frac{1 + P_1^n \, P^{He}(\theta)}{1 - P_1^n \, P^{He}(\theta)} \tag{11}$$

gegeben, wenn die 1-Achse des Koordinatensystems der Neutronen senkrecht auf der Streuebene steht. $P^{He}(\theta)$ bezeichnet das Analysatorvermögen des Heliums und ist gleich dem Polarisationsgrad der um θ gestreuten Neutronen, wenn der einfallende Strahl unpolarisiert ist.

Das Analysatorvermögen kann aus den Streuphasen für die n-He-Streuung berechnet werden. Ein Phasensatz von Dodder und Gammel[7]) für die p-He-Streuung, der unter Annahme der Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte auf die Neutronstreuung umgerechnet wurde, gibt den differentiellen Streuquerschnitt bis 15 MeV Neutronenenergie ziemlich gut wieder[8]). Allerdings scheinen diese Phasen besonders bei höhern Energien nicht genau zu sein, da May *et al.*[9]) bei 16,4 MeV eine Winkelverteilung der Neutronenpolarisation fanden, die merklich von der aus den erwähnten Streuphasen berechneten abweicht.

Weitere Polarisationsmessungen an Helium wurden von Rosen und Leland[10]) mit 14,5-MeV-Protonen durchgeführt. In Figur 4 sind sowohl die von Levintov[11]) aus den Streuphasen[12]) berechnete Neutronenpolarisation als auch die absolut gemessene Protonenpolarisation als Funktion des Streuwinkels im Schwerpunktsystem für die Teilchenenergie von 14,5 MeV aufgetragen.

Als Streuwinkel der Neutronen wurde $\theta = 135°$ gewählt, da bei diesem Winkel $P^{He} \approx 1$ und die Energie der Rückstosskerne relativ gross ist. Die Auswahl des entsprechenden Rückstosswinkels im Laborsystem $\Omega = 22{,}5°$ erfolgte mit Hilfe eines Kollimators (vgl. Fig. 5). Rückstosskerne im geeigneten Raumwinkelintervall durchsetzen nacheinander ein erstes Zählrohr, einen Kollimator sowie ein zweites Zählrohr und werden als Koinzidenzimpulse registriert.

Die Zählrohre von quadratischem Querschnitt ($3{,}6 \times 3{,}6$ cm^2) und 17,4 cm Höhe befanden sich in einem Druckbehälter aus Eisen von 3 mm Wandstärke, der mit 5 ata Helium + 1% CO_2 gefüllt war. Bei einem

Durchmesser der Zählrohrdrähte von 0,2 mm war die Betriebsspannung 2,0 kV. Die Zählrohrwände aus 0,5 mm dickem Messingblech wurden am Kollimator befestigt und zur Absorption von Alphateilchen aus (n, α)-Reaktionen mit einer Goldfolie von 120 mg/cm² bedeckt (s. Kap. 5.2.). Im Kollimator eingebaute dünne RaF-Präparate ermöglichten eine Energieeichung der Zähler.

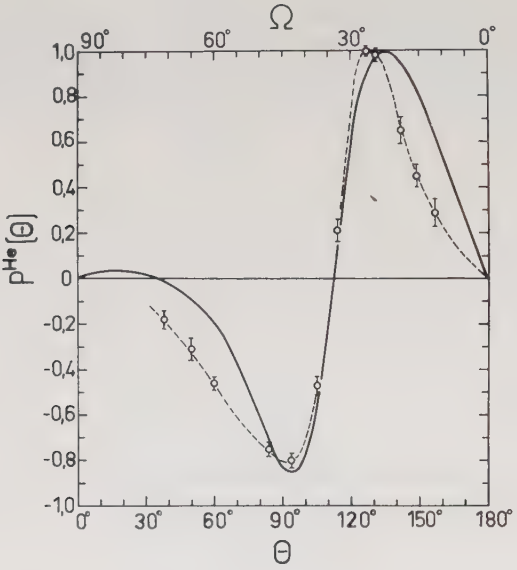

Fig. 4

Analysatorvermögen von Helium für 14,2 MeV-Neutronen.

Ausgezogene Kurve: von LEVINTOV[11]) nach den Phasen der Neutronenstreuung berechnet.

Experimentelle Punkte: Protonenpolarisation bei der p-He-Streuung nach ROSEN und LELAND[10]).

Der Kollimator bestand aus einer ebenen Anordnung axial gebündelter, 14 mm langer Messingröhrchen von 6,2 mm lichter Weite und 0,2 mm Wandstärke, so dass die maximale Winkelabweichung der registrierten Rückstösse von der Röhrchenachse 24° betrug. Das Analysatorvermögen des Heliums musste deshalb über den durch die Röhrchen definierten Raumwinkel gemittelt werden, was durch graphische Integration geschah. Dabei wurden nebst der Variation des differentiellen Streuquerschnittes und des Analysatorvermögens des Heliums mit dem Streuwinkel und dem Azimutwinkel auch die Einflüsse des Randeffektes im Zählrohr, das tote Volumen der Kollimatorröhrchen und die Einstellung der Diskriminatorpegel berücksichtigt. Mit SEAGRAVES[12]) differentiellem

Streuquerschnitt und der Energie-Reichweite-Beziehung[13]) für Alphateilchen in Helium ergab sich für die aus den Streuphasen berechnete Polarisation ein Mittelwert von $P^{He} = 0{,}62$. Die nach derselben Methode ausgeführte Mittelung über die Protonenpolarisation (gestrichelte Kurve) lieferte $P^{He} = 0{,}50 \pm 0{,}03$.

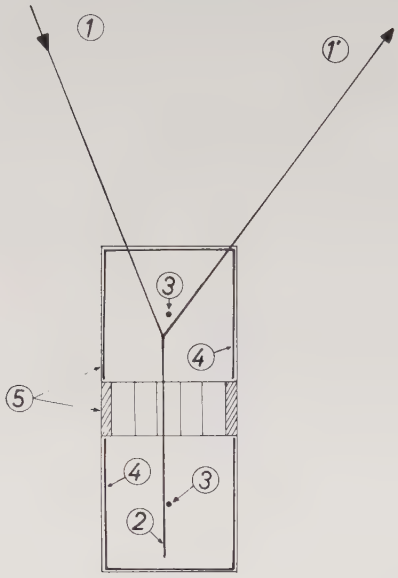

Fig. 5

Querschnitt durch ein Zählrohrpaar;

1 und 1′ einfallendes und gestreutes Neutron, 2 Rückstosskern, 3 Zählrohrdraht; 4 Goldfolie; 5 Zählrohrmantel und Kollimator.

In Anbetracht dessen, dass die von May *et al.* gemessene Winkelverteilung der Neutronenpolarisation von der aus den Streuphasen berechneten abweicht, wird im folgenden der zweite Wert verwendet. Die Gleichsetzung der Protonen- und Neutronenpolarisation rechtfertigt sich durch die Messungen von May *et al.* Die Winkelverteilungen der Neutronenpolarisation bei 10,0 MeV und 16,4 MeV sind praktisch identisch[14]) und stimmen mit derjenigen der Protonenpolarisation überein, das heisst bei diesen Energien scheint die Polarisation an Helium gestreuter Nukleonen nur wenig von der Energie und der Teilchenladung abzuhängen.

Zur gleichzeitigen Messung der Streuung nach rechts und nach links wurden zwei Zählrohrpaare verwendet. Sie waren so montiert, dass die Achsen der zentralen Kollimatorröhrchen mit der Einfallsrichtung der

Neutronen einen Winkel von + bzw. −22,5° bildeten (s. Fig. 6). Die Impulse eines jeden Proportionalzählers wurden über eine Kathodenstufe und einen Verstärker auf einen Diskriminator gegeben, dessen Ansprechpegel bei den vorderen Zählern einer Rückstossenergie von 0,3 MeV und bei den hinteren einer solchen von 1,6 MeV entsprach. Die Diskriminatoren steuerten je einen Univibrator von etwa 6 μs Impulsdauer, was ein Auflösungsvermögen der Koinzidenzstufen von 11,6 und 11,8 μs ergab.

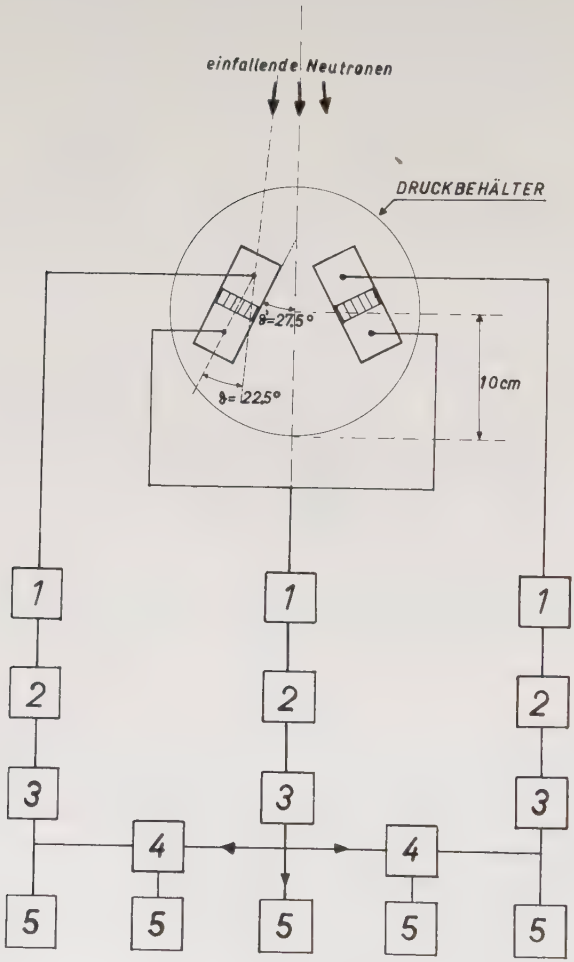

Fig. 6

Blockschema der elektronischen Schaltung;
1 Vorverstärker, 2 Hauptverstärker, 3 Diskriminatoren und Univibratoren, 4 Koinzidenzstufen, 5 Untersetzer und Zählwerke.

Nebst den Koinzidenzen wurden auch die Einzelimpulse gezählt. Die kleinen Stossraten erlaubten, die beiden hintern Zähler auf einen gemeinsamen Verstärker zu schalten, ohne dass die Zunahme der zufälligen Koinzidenzen ins Gewicht fiel.

4. Messergebnisse

4.1. *Messverfahren*

Die Messung der Winkelverteilung und der Polarisation der Neutronen erfolgte gleichzeitig. Um langsame zeitliche Schwankungen der Zählerempfindlichkeiten auszugleichen wurden Teilmessungen von je acht Minuten Dauer in nachstehender Reihenfolge durchgeführt. Zwischen zwei Messungen mit polarisierten Deuteronen wurde eine mit unpolarisierten eingeschoben und anschliessend eine Untergrundmessung vorgenommen. Dabei war das Magnetfeld parallel zur Flugrichtung der Deuteronen. Hierauf wiederholte sich dieselbe Sequenz bei entgegengesetzt gerichtetem Feld.

Die Umkehr der Richtung des Magnetfeldes hat zur Folge, dass N_{+1} mit N_{-1} vertauscht und damit nach Gleichung (4) P_3^d das Vorzeichen wechselt, während P_{33} für beide Feldrichtungen denselben Wert besitzt. Das Links-Rechts-Verhältnis ergibt sich dann als

$$\frac{L}{R} = \sqrt{\frac{N_1^p}{N_2^p}\,\frac{N_2^a}{N_1^a}} \tag{12}$$

wobei N_1^p/N_2^p das Verhältnis der Koinzidenzen in den beiden Zählrohrpaaren bei zu $\boldsymbol{k}_d$ parallelem Feld und N_1^a/N_2^a dasjenige bei antiparallelem Feld bedeuten. Eine allfällige apparative Asymmetrie hebt sich dabei heraus unter der Annahme, dass das Verhältnis der Ansprechwahrscheinlichkeiten der Zählrohre unabhängig von der Richtung des Magnetfeldes ist. Diese Voraussetzung wurde durch den Vergleich der Messungen mit unpolarisierten Deuteronen bestätigt.

Bei der Messung der Winkelverteilung mussten die Stosszahlen auf gleiche Zählerempfindlichkeit normiert werden, was wie in [3]) auf Grund der Messung mit unpolarisierten Deuteronen geschah. Diese wurden durch Einlassen von molekularem Deuterium ins Ionisierungsgehäuse erzeugt.

Die gegenüber der früheren Anordnung erhöhte Beschleunigungsspannung bedingt, dass das Verhältnis der Reaktionsquerschnitte für Molekül- und Atomionen erheblich grösser wird. Zur Messung des Untergrundes wurde daher nicht nur die Gasentladung im Dissoziator ausgeschaltet, sondern auch die Deuteriumzufuhr unterbunden. Andernfalls würde der infolge des Ausbleibens der Dissoziation erhöhte Zustrom von Deuteriummolekülen ins Ionisierungsgebiet den Untergrund verfälschen.

4.2. *Messung der Neutronenpolarisation*

Im Mittel ergaben sich je Zählrohrpaar folgende Koinzidenzraten:

mit Molekülionen	2,4 min^{-1}
mit polarisierten Deuteronen	1,0 min^{-1}
Untergrund	0,07 min^{-1}
zufällige Koinzidenzen Molekülionen . .	0,042 min^{-1}
zufällige Koinzidenzen pol. Deuteronen .	0,009 min^{-1}

Der Mittelwert von L/R betrug mit polarisierten Deuteronen

$$\frac{L}{R} = 1{,}298 \pm 0{,}042$$

und somit nach Gleichung (11)

$$\overline{P^{\mathrm{He}}}\, P_1^n = 0{,}130 \pm 0{,}016\,.$$

Mit $\overline{P^{\mathrm{He}}} = 0{,}50 \pm 0{,}03$ ergibt sich ein Polarisationsgrad der Neutronen von

$$P_1^n(90°) = 0{,}260 \pm 0{,}036\,.$$

Nach Gleichung (8) folgt daraus für die Komponente der Vektorpolarisation der Deuteronen

$$P_3^d = 0{,}247 \pm 0{,}034\,,$$

wobei die angegebenen Vorzeichen von P_1^n und P_3^d für den Fall gelten, dass das Magnetfeld am Ionisierungsort parallel zur Flugrichtung der Deuteronen steht. Bei umgekehrter Feldrichtung sind die Vorzeichen von P_1^n und P_3^d negativ. Die Kontrollmessung mit unpolarisierten Molekülionen ergab $L/R = 0{,}993 \pm 0{,}028$. Die Fehlerangaben enthalten die statistische Unsicherheit sowie diejenige von P^{He}. Ein Vergleich dieses Ergebnisses mit dem aus der Theorie der Quelle berechneten Wert von P_3^d findet sich in Abschnitt 5.

4.3. *Anisotropie der Winkelverteilung der Neutronen*

Zur Berechnung der Tensorpolarisation der Deuteronen wurde das Verhältnis der Neutronenintensitäten bei 7,5° und bei 90° gemessen. Die mittleren Stossraten betrugen

mit Molekülionen	25 000 min^{-1}
mit polarisierten Deuteronen .	12 000 min^{-1}
Untergrund	900 min^{-1}

Die Verbesserung des Verhältnisses von Effekt zu Untergrund gegenüber[3]) ist auf das verbesserte Vakuum am Ionisierungsort zurückzufüh-

ren. Aus 146 Einzelmessungen ergab sich als Mittelwert der Anisotropie im Laborsystem

$$a_L(7{,}5°;\, 90°) = 1{,}1861 \pm 0{,}0006\,,$$

was ins Schwerpunktssystem umgerechnet

$$a(7{,}7°;\, 91{,}8°) = 1{,}1577 \pm 0{,}0006$$

entspricht. Man erhält daraus nach Gleichung (10)

$$P_{33} = -\,0{,}2035 \pm 0{,}0008$$

und, da $\Sigma\, P_{ii} = 0$ sein muss,

$$P_{11} + P_{22} = 0{,}2035 \pm 0{,}0008\,.$$

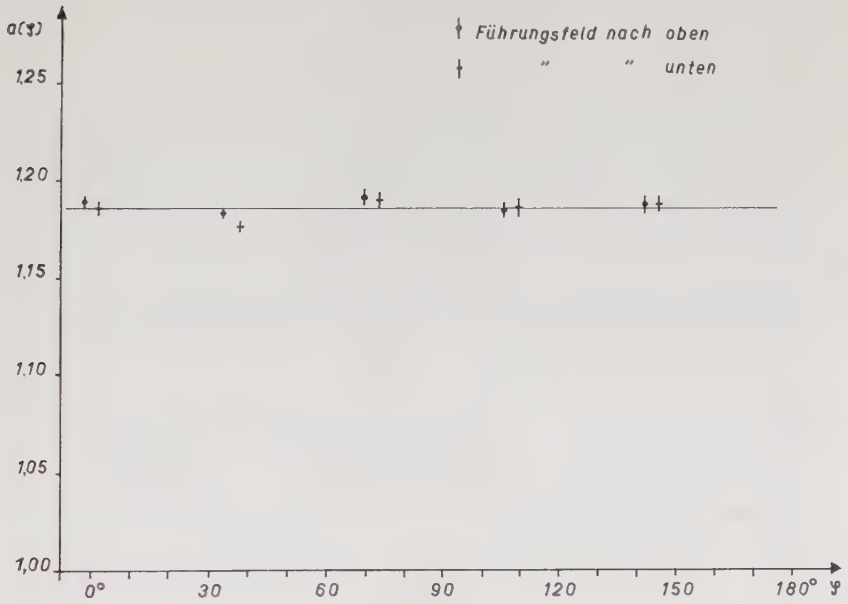

Fig. 7

Azimutabhängigkeit der Anisotropie

Die Messpunkte mit ihren statistischen Fehlern sind um 2° nach kleinern bzw. grössern Winkeln verschoben eingezeichnet. Die Gerade stellt den Wert für $a_L(7{,}5°;\, 90°)$ bei $\varphi = 0°$ dar mit Führungsfeld nach unten. Die Messwerte sind nicht auf das Schwerpunktsystem umgerechnet.

4.4. *Azimutabhängigkeit der Anisotropie*

Diese Messung wurde mit fünf Zählern unter $\vartheta_L = 90°$ und $\varphi = 0°$, 36°, 72°, 108°, 144° sowie mit einem sechsten unter $\vartheta_L = 7{,}5°$ und $\varphi = 90°$ für

beide Richtungen des Magnetfeldes vorgenommen. Dabei war der durch $\vartheta_L = 90°$ und $\varphi = 90°$ definierte Strahl parallel zur Richtung des Atomstrahles. In Figur 7 ist

$$a_L(\varphi) = \frac{\sigma(\vartheta_L = 7{,}5°;\ \varphi = 90°)}{\sigma(\vartheta_L = 90°;\ \varphi)}$$

aufgetragen. Für beide Feldrichtungen sind die Messungen mit einer von φ unabhängigen Anisotropie vereinbar. Die für beide Messreihen über alle Azimutwinkel gemittelten Werte von a stimmen unter sich sowie mit dem in 4.3. angegebenen Wert überein. Durch den Vergleich der Messwerte und ihrer Fehlerangaben mit dem Wert der Anisotropie bei beliebiger Polarisation (Gleichung 1) ergeben sich folgende obern Schranken:

$$|P_{11} - P_{22}| < 0{,}016 \quad \text{und} \quad |P_{12}| < 0{,}008\,.$$

5. Fehlerquellen

Die Fehlerangaben der Messresultate betreffen nur die statistischen Unsicherheiten, weshalb die systematischen Fehler noch zu diskutieren sind. Diese rührten vom Neutronenuntergrund, von energiereichen geladenen Teilchen, die in den Zählrohren durch Reaktionen schneller Neutronen erzeugt wurden, und von Fehlern in der Justierung der Zähler her. Die Einstellung der Szintillationszähler und der Zählrohre war auf etwa 0,5° genau. Die dadurch bedingte Unsicherheit von P_3^d ist zu vernachlässigen, während sie für P_{33} gleich gross wie die statistische ist.

5.1. Neutronenuntergrund

Für den Neutronenuntergrund fallen drei Quellen in Betracht:

1. Die Ionisation von Restgas und deuteriertem Pumpenöl gab Anlass zu unpolarisierten Deuteronen, die unpolarisierte und isotrop verteilte Neutronen lieferten. Dieser Effekt wurde durch eine der Untergrundmessung entsprechende Korrektur berücksichtigt.

2. Wegen der allmählichen Beladung des Tritiumtargets könnten (d,D)-Neutronen auftreten. Ihre Intensität ist aber bei der Deuteronenenergie von 170 keV gegenüber derjenigen der (d,T)-Neutronen wegen des Unterschiedes in den Reaktionsquerschnitten sehr gering. Darüber hinaus war dank der hohen Diskriminierung die Ansprechwahrscheinlichkeit für (d,D)-Neutronen bei allen Zählern unbedeutend.

3. Apparateteile und Laborwände sind stets Quellen von Streuneutronen. Die Messung ihres Anteiles am Gesamtfluss ergab aber einen nur unbedeutenden Prozentsatz, weshalb dafür keine Korrektur angebracht wurde.

5.2. *Neutronenreaktionen*

Die 14-MeV-Neutronen der (d, T)-Reaktion erzeugten in den Wänden der Zählrohre und im CO_2 ihrer Gasfüllung geladene Teilchen, die Koinzidenzimpulse hervorriefen. Als Quellen solcher Partikel kommen (n,p)-, (n,d)-, (n,t)- und (n,α)-Reaktionen in Frage. So wurden im Messing der Zählrohrwände und Kollimatoren mit ziemlich grossem Querschnitt Protonen und Alphateilchen von Energien über 10 MeV erzeugt[15–17]).

Durch Protonen verursachte Koinzidenzen konnten unterdrückt werden, indem der Diskriminierungspegel der hintern Zähler so eingestellt war, dass ein vom Kollimator durchgelassenes Proton, das gerade noch die ganze Zählertiefe durchlief, nicht gezählt wurde. Dieser Pegel lag bei 1,6 MeV, was 0,3 MeV höher ist als notwendig. Impulse von Deuteronen und Tritonen aus den erwähnten Reaktionen wurden bei dieser Einstellung nur unvollständig diskriminiert. Ihr Beitrag ist jedoch wegen der sehr kleinen Querschnitte unbedeutend.

Zur Absorption von Alphateilchen aus dem Messing wurde dieses mit einem Goldblech von 120 mg/cm² bedeckt, was der Reichweite eines 20-MeV-Alphateilchens entspricht. Der (n,α)-Querschnitt für das Gold selbst ist so klein[18]), dass davon nur ein geringer Anteil Koinzidenzen herrühren sollte. Koinzidenzen durch Alphateilchen aus dem CO_2-Zusatz sind unvermeidlich. Aber auch dieser Beitrag ist unbedeutend, da die CO_2-Konzentration im Helium klein und die (n, α)-Querschnitte nicht allzu hoch sind. Demgegenüber ist der Querschnitt für die $C^{12}(n,n')3\alpha$-Reaktion relativ hoch; die Alphateilchen besitzen jedoch wegen des grossen negativen Q-Wertes[19]) nicht genügend Energie, um Koinzidenzen zu erzeugen.

Um die Wirksamkeit der Goldfolie und der Diskriminierung zu prüfen, wurde die Koinzidenzrate in einem Zählrohrpaar gemessen, dessen Kollimatorachse mit dem einfallenden Neutronenstrahl einen Winkel von 90° bildete. In diesem Falle führten nur geladene Teilchen aus Neutronenreaktionen zu wahren Koinzidenzen. Denn trotz schlechter Winkelauflösung waren Koinzidenzen durch Rückstosskerne von elastischer Neutronenstreuung ausgeschlossen, da deren Energie zu klein war, um den Pegel der hintern Zähler zu überschreiten. Die Korrektur für zufällige Koinzidenzen liess sich berechnen und experimentell überprüfen, ind m je eine Messung mit einfacher und doppelter Stossrate durchgeführt wurde. Aus den beiden Messungen ergab sich eine Koinzidenzrate infolge Reaktionen von $(0{,}4 \pm 0{,}8)\%$ derjenigen, die bei normaler Anordnung der Zähler durch Heliumrückstösse verursacht wurden. Nimmt man zwischen 22,5° und 90° eine Anisotropie[20]) von 10:1 an und setzt man eine Vertrauensgrenze von 95% (Messwert plus doppelte Fehlergrenze) fest, so erhält man eine obere Schranke für den Reaktionsbeitrag bei den effek-

tiven Versuchsbedingungen. Eine entsprechende Korrektur würde P_1^n um höchstens 0,05, das heisst um den 1,8-fachen statistischen Fehler vergrössern.

5. Diskussion

Die zur Flugrichtung der Deuteronen rotationssymmetrische Anordnung der Elektronenkanone und der magnetischen Felder am Ionisierungsort lässt erwarten, dass der Polarisationszustand des Strahles dieselbe Symmetrie besitzt. Die kleinen Werte der obern Schranken für die experimentell bestimmten Grössen P_{12} und $|P_{11}-P_{22}|$ stehen mit dieser Erwartung im Einklang, ohne sie jedoch zu beweisen. Bei einem zur 3-Achse rotationssymmetrischen Polarisationszustand der Deuteronen müssen nämlich auch die hier nicht gemessenen Komponenten der Vektorpolarisation P_1^l und P_2^l sowie die übrigen nicht diagonalen Elemente des Polarisationstensors verschwinden.

Setzt man Rotationssymmetrie voraus, so liesse sich der Polarisationszustand sowohl durch die Polarisationskomponenten P_3^l und P_{33}, als auch durch die Besetzungszahlen N_i der magnetischen Unterzustände der Deuteronen vollständig beschreiben, wenn der auf das Target einfallende Partikelstrahl ein reiner D^+-Strahl wäre. Dies war aber im vorliegenden Experiment nicht der Fall, da auf eine Analyse der beschleunigten Teilchen verzichtet wurde. Der Partikelstrahl enthielt deshalb nebst den Atomionen auch molekulare und deshalb unpolarisierte Deuteriumionen, die ebenfalls zur Neutronenproduktion beitrugen. Die in 3.2 und 3.3 angegebenen Werte von P_{33} und P_3^d stellen demnach die Polarisation eines hypothetischen reinen D^+-Strahles dar, mit dem die (d, T)-Reaktion bei 170 keV dieselbe Winkelverteilung und Polarisation der Neutronen ergäbe wie mit dem verwendeten gemischten Strahl. Nach Gleichung (4) sind die Besetzungszahlen N_i des hypothetischen Strahles:

$$N_{+1} = 0{,}423 \pm 0{,}017\,,$$

$$N_0 = 0{,}4012 \pm 0{,}0002\,,$$

$$N_{-1} = 0{,}176 \pm 0{,}017\,.$$

Die Fehlerangaben berücksichtigen die statistischen Unsicherheiten der Messungen und den Fehler des gemittelten Analysatorvermögens des Heliums $\overline{P^{\mathrm{He}}}$. N_0 ist eine Funktion von P_{33} allein, während N_{+1} und N_{-1} von P_{33} und von P_3^d abhängen.

Bei der Berechnung des Wertes und der Fehlerschranken von P_{33} wurde vorausgesetzt, dass die Winkelverteilung der (d, T)-Neutronen im Schwerpunktsystem für unpolarisierte Deuteronen isotrop sei. Diesbezügliche Experimente[21)] [22)] beweisen die Isotropie bei 175 keV Deutero-

nenenergie nur auf ca. 2%. Die daraus entstehende Unsicherheit von P_{33} lässt sich nicht berechnen, da der Bahndrehimpuls der Deuteronen, welche eine allfällige Anisotropie verursachen, nicht bekannt ist. Der relative Fehler von N_0 beträgt jedoch nur etwa 1/5 desjenigen von P_{33}. Die Besetzungszahlen N_{+1} und N_{-1} sind noch weniger empfindlich auf Änderungen von P_{33}, jedoch um so mehr auf Variationen von P_3^l und damit von $\overline{P^{\mathrm{He}}}$.

Nach RUDIN *et al.*[3]) betragen die Komponenten P_3^d und P_{33} für eine ideale Quelle $P_3^d = 1/3$ und $P_{33} = -1/3$. Hievon weichen die experimentellen Werte von $0{,}247 \pm 0{,}034$ bzw. $-0{,}2035 \pm 0{,}0008$ stark ab. Diese Abweichungen können auf folgende Weise erklärt werden:

1. Nebst dem Atomstrahl gelangen, wie schon erwähnt, Deuteriummoleküle ins Ionisierungsgebiet, da der Dissoziationsgrad in der Atomstrahlquelle nur etwa 50% beträgt. Bei 170 kV Beschleunigungsspannung ergeben Messungen, dass diese unpolarisierten Deuteronen einen Beitrag von ca. 15% des gesamten Neutronenstromes liefern. Subtrahiert man diesen Anteil von den gemessenen Stosszahlen, so erhält man die Winkelverteilung und die Polarisation der Neutronen, die dem einfallenden Strahlanteil der Atomionen entspricht. Für diese Ionen wird $P_3^l = 0{,}287$ und $P_{33} = -0{,}245$, was noch immer wesentlich von den idealen Werten abweicht. Der Neutronenuntergrund müsste 34% betragen, damit die korrigierte Winkelverteilung einen Wert von $P_{33} = -1/3$ ergäbe. Ein so hoher Untergrund ist auch unter Berücksichtigung allfälliger Streuneutronen unwahrscheinlich.

2. Die von RUDIN *et al.* erwähnte Inhomogenität des magnetischen Feldes am Ionisierungsort wurde verbessert, sodass diese nur noch eine unwesentliche Verkleinerung von P_3^d und P_{33} zur Folge hat.

3. Im Gebiet zwischen dem magnetischen Quadrupol und dem Ionisierungsort treten möglicherweise Übergänge zwischen den Zeeman-Niveaus des Deuteriumatoms auf. Setzt man 15% Untergrundneutronen voraus, so müssten 26% der Atome Übergänge erleiden, um die experimentellen Werte von P_3^d und P_{33} zu erklären. Unter diesen Umständen ergibt sich $P_3^d = 0{,}215$ und $P_{33} = -0{,}204$, was mit den experimentell bestimmten Werten übereinstimmt. Für diese Berechnung wurde angenommen, dass nach dem Übergang die Atome vollständig depolarisiert sind und die Anzahl der Übergänge proportional zur betreffenden Besetzungszahl ist.

Die angegebenen Ursachen für den Unterschied zwischen dem gemessenen und dem für eine ideale Quelle berechneten Polarisationszustand stellen lediglich einen möglichen Erklärungsversuch dar; die tatsächlichen Gründe werden durch weitere Experimente abgeklärt.

Aus dem gemessenen Links-Rechts-Verhältnis kann unter bestimmten Voraussetzungen das Analysatorvermögen des Heliums berechnet wer-

den. Nimmt man nämlich an, dass die Quelle einen Deuteronenstrahl liefert, der aus einem unpolarisierten und einem, einer idealen Quelle entsprechenden Teilstrahl besteht, so gilt $N_{+1} = N_0 = 1/2(1\text{-}N_{-1})$. N_0 ist aus der Messung der Winkelverteilung der Neutronen bekannt, so dass die übrigen Besetzungszahlen und damit nach Gleichung (4) und Gleichung (8) P_1^n berechnet werden können. Mit dem so festgelegten Wert von P_1^n und dem gemessenen Links-Rechts-Verhältnis ergibt sich $P^{He} = 0{,}61 \pm 0{,}07$. Dieser Mittelwert stimmt mit dem aus den Messungen von Rosen und Leland berechneten $(0{,}50 \pm 0{,}03)$ schlechter überein als mit demjenigen, der aus den Streuphasen erhalten wurde (0,62).

Für finanzielle Unterstützung danke ich der Kommission für Atomwissenschaften des Schweizerischen Nationalfonds. Für tatkräftige Hilfe bei den Messungen und vielen wertvollen Anregungen und Diskussionen möchte ich den Herren Prof. Dr. E. Baumgartner, Prof. Dr. W. Haeberli, PD Dr. H. R. Striebel, Dr. W. E. Wilson und Dr. Ch. F. Schwerdtfeger danken. Besonders aber meinem Lehrer, Herrn Prof. Dr. P. Huber, möchte ich für seine stete Unterstützung und Beratung meinen herzlichen Dank aussprechen.

Literaturverzeichnis

[1]) E. Baumgartner, L. Brown, P. Huber, H. Rudin und H. R. Striebel, Phys. Rev. Let. *5*, 154 (1960).

[2]) L. Brown, E. Baumgartner, P. Huber, H. Rudin und H. R. Striebel, Proceedings of the International Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons, Basel 1961, p. 77.

[3]) H. Rudin, H. R. Striebel, E. Baumgartner, L. Brown und P. Huber, Helv. Phys. Acta *34*, 58 (1961).

[4]) F. Ajzenberg-Selove und T. Lauritsen, Nucl. Phys. *11*, 1 (1959).

[5]) L. J. B. Goldfarb, Nucl. Phys. *12*, 657 (1959).

[6]) A. Galonsky, H. B. Willard und T. A. Welton, Phys. Rev. Let. *2*, 349 (1959).

[7]) D. C. Dodder und J. L. Gammel, Phys. Rev. *88*, 520 (1952).

[8]) S. M. Austin, H. H. Barschall und R. E. Shamu, Phys. Rev. *126*, 1532 (1962).

[9]) T. H. May, W. Benenson, R. L. Walter und P. van der Maat, Bull. Am. Phys. Soc. II *7*, 268 (1962).

[10]) L. Rosen und W. T. Leland, Phys. Rev. Let. *8*, 379 (1962).

[11]) I. I. Levintov, A. V. Miller und V. N. Shamshev, Nucl. Phys. *3*, 221 (1957).

[12]) J. D. Seagrave, Phys. Rev. *92*, 1222 (1953).

[13]) W. Whaling, Handb. der Physik, herausgegeben von S. Flügge, Bd. *34*, 208 und 210 (1958).

[14]) Private Mitteilung von Prof. H. H. Barschall.

[15]) D. L. Allan, Proc. Phys. Soc. *70A*, 195 (1957).

[16]) H. G. Blosser, C. D. Goodman und T. D. Handley, Phys. Rev. *110*, 531 (1958).

[17]) A. H. Armstrong und L. Rosen, Nucl. Phys. *19*, 40 (1960).

[18]) R. F. Coleman, B. E. Hawker, L. P. O'Connor und J. L. Perkin, Proc. Phys. Soc. *73*, 215 (1959).

[19]) S. S. Vasil'ev, V. V. Komarov und A. M. Popova, JETP *6*(*33*), 1016 (1958).

[20]) F. L. Ribe und R. W. Davis, Phys. Rev. *99*, 331 (1955).

[21]) D. L. Allan und M. J. Poole, Proc. Roy. Soc. (London) *204A*, 500 (1950).

[22]) K. E. Larsson, Arkiv Fysik *9*, 293 (1955).

Curriculum vitae

Am 20. Dezember 1931 wurde ich, FRITZ SEILER, heimatberechtigt in Winterthur, Kt. Zürich, als Sohn des Friedrich Seiler, Maschinenschlosser in Basel, und der Marie, geb. Maibach, in Basel geboren.

Nach dem Besuch von Primar- und Realschule trat ich 1947 in die Maturitätsabteilung der Kantonalen Handelsschule ein, wo ich im Frühling 1951 meine Mittelschulausbildung mit dem Reifezeugnis abschloss.

Seit dem Sommersemester 1951 bin ich an der Universität Basel immatrikuliert und habe hier 1960 mit der vorliegenden Arbeit unter Leitung von Herrn Prof. Dr. P. Huber begonnen.

Für die wissenschaftliche Ausbildung danke ich folgenden Professoren und Dozenten: K. Alder, E. Baldinger, E. Batschelet, E. Baumgartner, P. Buchner, H. Dahn, H. Erlenmeyer, M. Fierz, P. Huber, E. Miescher, A. Ostrowski, E. Schubarth, A. Speiser, W. Thirring und B. L. Van der Waerden.